

различной интенсивности, а угловыми корреляциями обусловлена зависимость 5DCS от угла вылета медленного эжектированного электрона. Выбор в качестве мишени атома He позволяет обобщить эти выводы на более тяжелые двухэлектронные атомы типа Be, Mg и т. д.

Литература

1. Smirnov Yu.F., Pavlitchenkov A.V., Levin V.G., Neudatchin V.G. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1978. **11**. P. 3587.
2. Neudatchin V.G., Yudin N.P., Zhivopistsev F.A. // Phys. Stat. Solidi (b). 1979. **95**. P. 39.
3. Lahmat-Bennani A., Dupre C., Duguet A. // Phys. Rev. Lett. 1989. **63**. P. 1582.
4. Lahmat-Bennani A., Duguet A., Grisogno A.M., Lecas M. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1992. **25**. P. 254.

5. Popov Yu.V., Dal Cappello C., Joulakian B., Kuzmina N.M. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1994. **27**. P. 1599.
6. Попов Ю.В., Даль Каппелло К., Жулякян Б., Фарнакев И.В. // ЖЭТФ. 1995. **107**. С. 337.
7. Смирнов Ю.Ф., Неудачин В.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1966. **3**. С. 298.
8. Неудачин В.Г., Новоскольцева Г.А., Смирнов Ю.Ф. // ЖЭТФ. 1968. **55**. С. 1039.
9. Clementi E., Roetti C. // At. Data and Nucl. Data Tables. 1974. **14**. P. 177.
10. Silverman J.N., Platas O., Matsen F.A. // J. Chem. Phys. 1960. **32**. P. 1402.
11. Bonham R.A., Kohl D.A. // J. Chem. Phys. 1966. **45**. P. 2471.

Поступила в редакцию
11.02.98

УДК 539.125.4

КВАЗИУПРУГОЕ ВЫБИВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ ИЗ НУКЛОНА ЭЛЕКТРОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И СТРУКТУРА ω -МЕЗОННОГО ОБЛАКА НУКЛОНА

Н. П. Юдин, Л. Л. Свиридова, В. Г. Неудачин

(НИИЯФ)

Показано, что в кинематической области $Q^2 \geq 3 \text{ ГэВ}^2/c^2$, $Q^2 \gg k^2$, основной вклад в поперечное сечение $d\sigma_T/d(k^2)$ электророждения нейтральных пионов дает механизм квазиупругого выбивания ρ^0 - и ω -мезонов с их перестройкой в π^0 -мезон. Предлагается использовать это свойство электророждения для прямого зондирования структуры ω -мезонного облака нуклона, что позволит определить не только импульсное распределение ω -мезона в нуклоне, спектроскопический фактор его отделения и константу ωNN -взаимодействия, но также и относительный знак констант $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$.

Одной из важнейших проблем непертурбативной динамики адронов является оценка роли эффективных мезонных степеней свободы в структуре нуклона, или, иными словами, вопрос о роли мезонного облака нуклона. За последние годы здесь наметился существенный прогресс. Он связан с постепенным осознанием научной общественностью [1–5] того обстоятельства, что электророждение мезонов в кинематической области $k^2 \leq 0$, $2 \text{ ГэВ}^2/c^2$, $-Q^2 \geq 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ (k^μ — 4-импульс виртуального мезона, $-Q^2$ — квадрат 4-импульса виртуального фотона) осуществляется как квазиупругое выбивание пиона электроном.

В нашей предыдущей работе [5], используя концепцию квазиупругого выбивания при анализе экспериментальных данных [1] о продольном сечении электророждения пионов на протоне в указанной кинематической области, мы определили импульсное распределение пионов в нуклоне $P_p^{n\pi}(k)$ и спектроскопический фактор пиона $S_p^{n\pi}$.

В рассматриваемой кинематике процесс квазиупругого выбивания является существенно релятивистским. В частности, это приводит к тому, что очень важную роль играют Z -диаграммы с рождением мезонной пары, которые необходимо учитывать при рассмотрении в лабораторной системе (л. с.), что увеличивает амплитуду примерно вдвое. Подчеркнем,

что именно это обстоятельство позволило нам [5] получить согласие с экспериментом для волновой функции пиона, найденной в работе [6] при анализе фаз πN -рассеяния.

Информация о структуре пионного облака была извлечена нами из данных о продольном сечении σ_L электророждения пионов. Замечательная возможность открывается при анализе с этих же позиций квазиупругости поперечных сечений σ_T электророждения пионов [1, 7]. В нашей работе [8] показано, что поперечное сечение при достаточно больших Q^2 ($\sim 3 \text{ ГэВ}^2/c^2$) и малых квадратах импульса виртуального мезона k^2 практически целиком определяется процессом квазиупругого выбивания ρ -мезонов, перестраивающихся в результате электронного удара в положительный пион. Отсюда следует, что изучение поперечного сечения σ_T электророждения пионов позволяет получить информацию о структуре ρ -мезонного облака нуклона.

В настоящей работе наш анализ [8] ρ -мезонного облака распространяется на ω -мезонное. С этой целью рассматривается квазиупругое выбивание нейтральных пионов. Это выбивание осуществляется за счет превращения ρ^0 - и ω -мезонов в π^0 -мезон под действием виртуального фотона. Здесь возникает новое явление — интерференция амплитуд ρ^0 - и ω -ме-

зонов. Это обстоятельство позволяет при известной константе $G_{\rho NN}$ независимо определить не только константу $G_{\omega NN}$, но и относительный знак констант $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$ взаимодействия нуклонов с ω - и ρ -мезонами (т. е. определить, одинаковые или разные знаки имеют эти константы).

1. Основные расчетные формулы

Дифференциальное сечение $d^3\sigma/d(W^2)d(Q^2)d(k^2)$ электророждения пионов дается следующей формулой [1]:

$$\frac{d^3\sigma}{dW^2 dQ^2 dk^2} = \Gamma \left\{ \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dk^2} + \frac{d\sigma_T}{dk^2} \right\},$$

где W — инвариантная масса конечных адронов, $Q^2 = -q^2$, q^μ — импульс виртуального фотона, $\varepsilon = [1 + (2\mathbf{q}^2/Q^2) \operatorname{tg}^2(\theta_e/2)]^{-1}$, θ_e — угол рассеяния электронов в л. с., \mathbf{q} — трехмерный импульс фотона, Γ — поток фотонов:

$$\Gamma = \frac{\alpha}{(4\pi)^2} \frac{W^2 - M^2}{E_e^2 M^2 Q^2} \frac{1}{1 - \varepsilon},$$

E_e — энергия электронов в л. с., M — масса нуклона. Предполагается, что по азимутальному углу между плоскостями электронов и конечных адронов проведено интегрирование.

Продольное и поперечное сечения даются формулами [5]

$$\frac{d\sigma_L}{dk^2} = \frac{|J_{\lambda=0}|^2}{32\pi W |\mathbf{q}| (W^2 - M^2)},$$

$$\frac{d\sigma_T}{dk^2} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{|J_{\lambda=1}|^2 + |J_{\lambda=-1}|^2}{32\pi W |\mathbf{q}| (W^2 - M^2)} \right\},$$

где $J_{\lambda=0,\pm 1}$ — матричные элементы от скалярного произведения адронного тока J^μ на векторы e_λ^μ , характеризующие поляризацию виртуального фотона. В системе координат с осью $\mathbf{z} \parallel \mathbf{q}$ эти векторы имеют вид

$$e_{\lambda=\pm 1} = (0, \mathbf{e}_\lambda), \quad e_{\lambda=0} = \frac{1}{Q(|\mathbf{q}|, 0, 0, q_0)},$$

где $\mathbf{e}_{\lambda=\pm 1} = -\lambda(\mathbf{e}_x \pm i\lambda \mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$ и $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ — единичные векторы вдоль осей x и y .

Квазиупругому механизму (рис. 1) соответствует следующая запись матричных элементов от адронного тока [5]:

$$J_\lambda = J_\lambda^{(\rho)} + J_\lambda^{(\omega)},$$

$$J_\lambda^{(\rho)} = -e g_{\rho NN} \bar{u}' \Gamma^{(\rho)\mu} u \frac{1}{k^2 + m_\rho^2} \frac{g_{\rho\pi y}}{m_\pi} F_{\rho\pi}(Q^2) \varepsilon_\lambda^{(\rho)\mu},$$

$$J_\lambda^{(\omega)} = -e g_{\omega NN} \bar{u}' \Gamma^{(\omega)\mu} u \frac{1}{k^2 + m_\omega^2} \frac{g_{\omega\pi y}}{m_\pi} F_{\omega\pi}(Q^2) \varepsilon_\lambda^{(\omega)\mu},$$

где u, \bar{u} — обычные дираковские спиноры, нормированные условием $\bar{u}u = 2M$; $g_{\rho NN}, g_{\omega NN}$ — вершинные функции, включающие в себя константы связи ρ - и ω -мезонов с нуклонами $G_{\rho NN}, G_{\omega NN}$ и формфакторы вида $(\Lambda_{\rho(\omega)}^2 - m_{\rho(\omega)}^2)(\Lambda_{\rho(\omega)}^2 - k^2)^{-1}$; m_π, m_ρ, m_ω — массы π^0 -, ρ^0 - и ω -мезонов; $\Gamma^{(\rho,\omega)\mu}$ — обычно используемые [9, 10] эффективные вершины испускания нуклонами ρ - и ω -мезонов:

$$\Gamma^{(\rho,\omega)\mu} = \gamma^\mu - \frac{\varkappa_{\rho,\omega}}{2M} \sigma^{\mu\nu} k_\nu,$$

$\sigma^{\mu\nu} = (1/2)(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu)$, γ^μ — дираковские матрицы, $\varkappa_{\rho,\omega}$ — аналог аномального магнитного момента в электромагнитной вершине нуклона, $F_{\rho\pi}(Q^2), F_{\omega\pi}(Q^2)$ — формфакторы переходов $\rho^0 \rightarrow \pi^0$ и $\omega \rightarrow \pi^0$ под действием виртуального фотона, взятые нами из работы [4], $\varepsilon_\lambda^\mu \equiv \varepsilon^{\mu\sigma\varepsilon\rho} e_{\lambda\sigma} q_\varepsilon k_\rho$, $\varepsilon^{\mu\sigma\varepsilon\rho}$ — единичный антисимметричный тензор в пространстве Минковского. Фактор ε_λ^μ возникает при расчете токов из лагранжиана взаимодействия $\rho(\omega)\pi\gamma$

$$\mathcal{L}_{\rho(\omega)\pi\gamma} = -g_{\rho(\omega)\pi\gamma} \varepsilon^{\mu\sigma\varepsilon\nu} \frac{\partial_\mu A_\sigma \pi \partial_\varepsilon \rho_\nu}{m_\pi}.$$

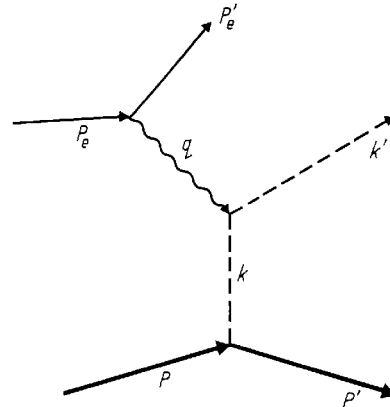


Рис. 1. Диаграмма квазиупругого выбивания нейтрального пиона из протона: P_e, P'_e и p, p' — импульсы начальных и конечных электронов и нуклонов соответственно, q и k — импульсы виртуальных фотона и мезона соответственно, k' — импульс рождаемого пиона

Для нахождения сечений $d\sigma_L/d(k^2)$, $d\sigma_T/d(k^2)$ нам необходимы величины

$$\overline{|J_\lambda|^2} = \overline{|J_\lambda^{(\rho)} + J_\lambda^{(\omega)}|^2} = \overline{|J_\lambda^{(\rho)}|^2} + \overline{|J_\lambda^{(\omega)}|^2} + 2 \operatorname{Re} \left(\overline{J_\lambda^{(\rho)} J_\lambda^{(\omega)*} } \right). \quad (1)$$

Обозначим через $a_{\rho\omega}$ следующую комбинацию множителей:

$$a_{\rho\omega} = \frac{2e^2 g_{\rho NN}(k) g_{\omega NN}(k)}{(k^2 - m_\rho^2)(k^2 - m_\omega^2)} \frac{g_{\rho\pi y} g_{\omega\pi y}}{m_\pi^2} F_{\rho\pi}(Q^2) F_{\omega\pi}(Q^2). \quad (2)$$

Аналогично через a_ρ и a_ω будем обозначать произведение вида (2) с заменой $\omega \rightarrow \rho$ и $\rho \rightarrow \omega$ соответственно. Тогда

$$\overline{|J_\lambda^{(\rho)}|^2} = \frac{1}{2} a_\rho \text{Sp}\{(p' + M)\Gamma^{(\rho)\mu}(p + M)\Gamma^{(\rho)\nu}\} \varepsilon_{\lambda\mu} \varepsilon_{\lambda\nu}^*,$$

$$\text{Re} \left(\overline{J_\lambda^{(\rho)} J_\lambda^{(\omega)*}} \right) =$$

$$= \frac{1}{2} a_{\rho\omega} \text{Sp}\{(p' + M)\Gamma^{(\rho)\mu}(p + M)\Gamma^{(\omega)\nu}\} \varepsilon_{\lambda\mu} \varepsilon_{\lambda\nu}^*,$$

где p и p' — импульсы начального и конечного нуклонов. Величина $|J_\lambda^{(\omega)}|^2$ получается из $|J_\lambda^{(\rho)}|^2$ заменой $\rho \rightarrow \omega$.

Несложный расчет приводит к тому, что

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \text{Sp}\{(p' + M)\Gamma^{(\rho)\mu}(p + M)\Gamma^{(\omega)\nu}\} = \\ & = -g^{\mu\nu} 2(1 + \varkappa_\rho)(1 + \varkappa_\omega)(pp' - M^2) + \\ & + p^\mu p^\nu \left\{ 4(1 - \varkappa_\rho \varkappa_\omega) + \frac{2\varkappa_\rho \varkappa_\omega}{M^2} (pp' + M^2) \right\}. \end{aligned}$$

В результате для л. с. получаем:

при $\lambda = \pm 1$

$$\begin{aligned} & \text{Re} \left(\overline{J_\lambda^{(\rho)} J_\lambda^{(\omega)*}} \right) = a_{\rho\omega} M^2 \times \\ & \times \left\{ 4(1 - \varkappa_\rho \varkappa_\omega) + \frac{2\varkappa_\rho \varkappa_\omega}{M} (E' + M) \right\} \frac{\mathbf{Q}^2}{2} (k_x^2 + k_y^2) - \\ & - 2a_{\rho\omega} (1 + \varkappa_\rho)(1 + \varkappa_\omega) M (E' - M) \times \\ & \times \left[\frac{Q^2}{2} (k_x^2 + k_y^2) - (q_z k_0 - q_0 k_z)^2 \right], \end{aligned} \quad (3)$$

при $\lambda = 0$

$$\begin{aligned} & \text{Re} \left(\overline{J_\lambda^{(\rho)} J_\lambda^{(\omega)*}} \right) = \\ & = 2a_{\rho\omega} (1 + \varkappa_\rho)(1 + \varkappa_\omega) M (E' - M) Q^2 (k_x^2 + k_y^2). \end{aligned}$$

Здесь k_x, k_y — компоненты вектора \mathbf{k} , E' — энергия конечного нуклона в л. с.

В формуле (3) величина $a_{\rho\omega}$ содержит $g_{\rho NN}$ и $g_{\omega NN}$, являющиеся функциями k^2 . Вместо них мы можем ввести волновые функции $\psi_N^{\rho^0}(k)$ и $\psi_N^\omega(k)$, определяемые как

$$\psi_N^{\rho^0(\omega)}(k) = \langle N' | a_{km} | N \rangle,$$

где a_{km} — оператор поглощения $\rho^0(\omega)$ -мезона с импульсом k и проекцией спина m . Между квадратом формфактора и квадратом модуля волновой функ-

ции, усредненной по спинам, имеет место соотношение [5, 8]

$$\overline{|\psi_N^{\rho^0(\omega)}(k)|^2} = \frac{|R_N^{\rho^0(\omega)}(k)|^2}{4\pi} = g_{\rho^0(\omega)NN}^2(k) A_{\rho(\omega)}(k),$$

где

$$\begin{aligned} A_{\rho(\omega)}(k) &= \frac{2}{3} \frac{1}{(k_0 - \varepsilon_{\rho(\omega)})^2} \times \\ & \times \frac{1}{(4\pi)^3 \varepsilon_{\rho(\omega)}(\mathbf{k}) E_N(\mathbf{k}) M} \left[2(1 + \varkappa_{\rho(\omega)})^2 \times \right. \\ & \times \left(2M (M - k_0 + \varepsilon_{\rho(\omega)}(\mathbf{k})) \frac{\mathbf{k}^2}{m_{\rho(\omega)}^2} - (pp' - M^2) \right) + \\ & + \left. \left(\frac{1}{2} \frac{\varkappa_{\rho(\omega)}}{M^2} (pp' + M^2) - 2(1 + \varkappa_{\rho(\omega)}) \varkappa_{\rho(\omega)} \right) \times \right. \\ & \left. \left. \times (2M - k_0 + \varepsilon_{\rho(\omega)}(\mathbf{k}))^2 \frac{\mathbf{k}^2}{m_{\rho(\omega)}^2} \right]. \end{aligned}$$

2. Обсуждение и результаты

Рассчитанные дифференциальные поперечные сечения σ_T электророжения нейтральных пионов представлены на рис. 2 и 3. Мы рассматриваем эти кривые как ориентир для постановки эксперимента: экспериментальные данные по квазиупругому выбиванию π^0 -мезонов пока отсутствуют. Данные на рис. 2 соответствуют вполне доступным значениям $Q^2 = 3,3 \text{ ГэВ}^2/c^2$, $W = 2,65 \text{ ГэВ}$, при которых была исследована реакция $p(e, e'\pi^+)n$ [7]. Эти значения Q^2 и W согласуются с рассматриваемым диапазоном $k^2 = 0 \div 0,4 \text{ ГэВ}^2/c^2$ (в области квазиупругого выбивания $k^2 \ll Q^2$, при этом немассовые поправки не будут играть принципиальной роли).

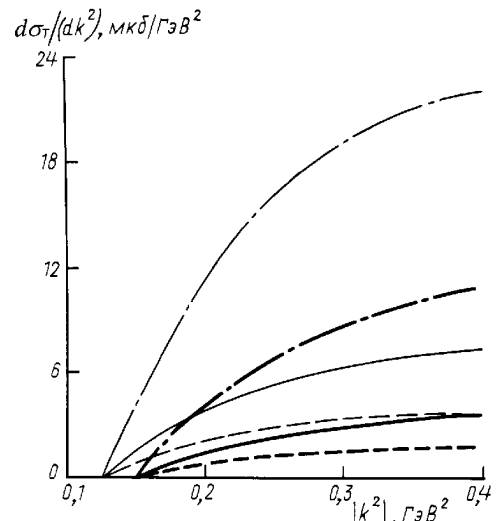


Рис. 2. Варианты ожидаемого поперечного сечения для разных значений константы $G_{\rho NN}^2/4\pi$ и разных относительных знаков $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$ при $Q^2 = 3,3 \text{ ГэВ}^2/c^2$, $W = 2,65 \text{ ГэВ}$, $\Lambda_\omega = \Lambda_\rho = 1,4 \text{ ГэВ}/c$; $G_{\omega NN}^2/4\pi = 30$ (штрих-пунктирные кривые), 10 (сплошные) и 5 (штриховые); жирные кривые соответствуют разным знакам $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$, тонкие — одному знаку

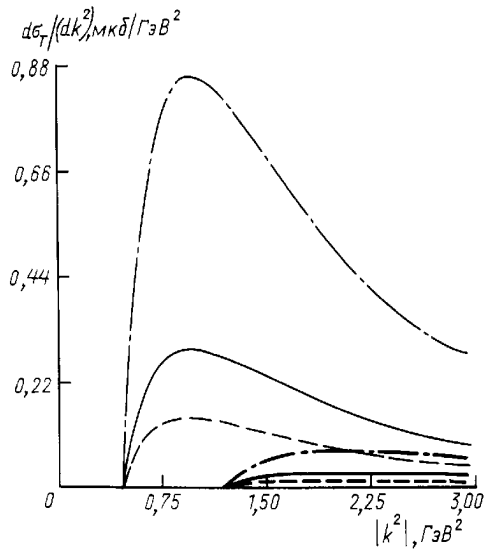


Рис. 3. Дифференциальное сечение в широком диапазоне k^2 при $Q^2 = 15 \text{ ГэВ}^2/c^2$. Обозначения кривых те же, что на рис. 2

При расчете использованы значения $g_{\omega\pi\gamma}^2/g_{\rho\pi\gamma}^2 = 10$ [4, 11, 12], $\kappa_\omega = 0,14 \pm 0,20$ [13]. Константы $g_{\rho\pi\gamma}$, $G_{\rho NN}$ и κ_ρ приведены в работе [8]. Для константы обрезания Λ_ω , к которой результаты, представленные на рис. 2, малочувствительны, принято значение $\Lambda_\omega = \Lambda_\rho = 1,4 \text{ ГэВ}/c$ [8].

Благодаря интерференционному члену в формуле (1) результат зависит от относительного знака констант $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$, который, как видно из рис. 2, вполне может быть установлен с помощью эксперимента. При этом будет и существенно уточнена величина $G_{\omega NN}^2/4\pi$, для которой пока имеется разброс значений (от 5 до 30) [14–18].

Чтобы надежно определить величину Λ_ω (и проверить Λ_ρ), нужно, очевидно, расширить диапазон значений k^2 до $3 \text{ ГэВ}^2/c^2$, что требует в свою очередь увеличения Q^2 примерно до $15 \text{ ГэВ}^2/c^2$. Этим, более трудным для эксклюзивных экспериментов, кинематическим условиям соответствует рис. 3, где по-

казано ожидаемое дифференциальное сечение для указанных значений Λ_ρ и Λ_ω .

Итак, мы описали эксклюзивные эксперименты, в которых можно непосредственно «увидеть» ω -мезонное облако нуклона и уточнить характеристики ρ -мезонной компоненты.

Авторы благодарны В. С. Замиралову за советы и обсуждения.

Литература

1. Brauel P., Canzler T., Cords D. et al. // Z. f. Phys. C. 1979. **3**. P. 101.
2. Guttner F., Chanfray G., Povh B. // Nucl.Phys. 1984. **A429**. P. 383.
3. Povh B. // Quarks and Nuclei. V. 1. (Int. Rev. Nucl. Phys.) / Ed. W. Weise. World Sci., Singapore, 1988. P. 2.
4. Speth J., Zoller V.R. // Phys. Lett. 1995. **B351**. P. 533.
5. Неудачин В.Г., Юдин Н.П., Свиридова Л.Л. // Ядерная физика. 1997. **60**. С. 2020.
6. Saito T.-Y., Afnan I.R. // Few-Body Systems. 1995. **18**. P. 101.
7. Bebek C.J., Brown C.N., Holmes S.D. et al. // Phys. Rev. 1978. **D17**. P. 1693.
8. Юдин Н.П., Свиридова Л.Л., Неудачин В.Г. // Ядерная физика. 1998. **61**. С. 1689.
9. Gomez Tejedor G.A., Oset E. Prepr. hep-ph/9506209. 1995.
10. Peters W., Mosel U., Engel A. // Z. f. Phys. A. 1995. **353**. P. 333.
11. Anisovich V.V., Ansel'm A.A., Azimov Ya.I. et al. // Phys. Lett. 1965. **16**. P. 194.
12. Becchi C., Morpurgo G. // Phys. Rev. 1965. **140**. P. 687B; 1966. **149**. P. 1284.
13. Grein W., Kroll P. // Nucl. Phys. 1980. **A338**. P. 332.
14. Swart J.J. de // Rev. Mod. Phys. 1963. **35**. P. 916.
15. Hamilton J., Oades G.C. // Nucl. Phys. 1984. **A424**. P. 447.
16. Grein W. // Ibid. 1977. **B131**. P. 255.
17. Hohler G., Pietarinen E., Sabba-Stefanescu I. et al. // Ibid. 1976. **B114**. P. 505.
18. Holinde K. // Phys. Reports. 1981. **68**. P. 121.

Поступила в редакцию
30.03.98